УДК 621.315.592

ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ НА СПЕКТРЫ DLTS ПОЛУПРОВОДНИКОВ, ОБЛУЧЕННЫХ НЕЙТРОНАМИ

В.В. Пешев

Юргинский технологический институт Томского политехнического университета
E-mail: peshev@tpu.ru

Получено аналитическое выражение для описания спектров DLTS дефектов в полупроводниках, содержащих встроенные электрические поля областей разупорядочения. Из сопоставления расчетных и экспериментальных спектров для GaAs n-типа, облученного быстрыми нейтронами, сделана попытка связать происхождение U-полосы с известными радиационными дефектами P2 и P3. Учитывалось, что форма и местоположение пиков дефектов в спектрах DLTS изменены вследствие влияния внутренних электрических полей на скорость эмиссии электронов с уровней этих дефектов.

Введение

Известно, что при облучении GaAs n-типа альфа-частицами, протонами (E>10 МэВ) и нейтронами в спектрах DLTS (Deep Level Transient Spectroscopy) появляется широкая полоса, называемая U-полосой. Природа этой полосы не установлена однозначно, хотя в литературе имеются некоторые предположения об ее происхождении [1].

В данной работе сделана попытка получить аналитическое выражение для спектра DLTS, учитывающее наличие встроенных электрических полей, и с его помощью связать возникновение U-полосы с известными радиационными дефектами $P2$ и $P3$ [2]. При этом полагалось, что эти дефекты локализованы в электрических полях областей разупорядочения (ОР) и электрическое поле ОР изменяет форму $P2$, $P3$-пиков и их положение в спектре DLTS. В пользу того, что U-полоса может быть обусловлена $P2$ и $P3$-дефектами, свидетельствуют следующие литературные данные. В [3] показано, что при отжиге образцов до T=770 К U-полоса разрешается на два пика. Из [4] следует, что высота U-полосы слабо изменяется при отжиге до T=500 К. Поэтому дефекты, ответственные за формирование U-полосы, должны иметь высокую термическую стабильность. Дефекты $E1-E5$ отжигаются при $T \approx 500$ К [2]. Ловушки $P2$ и $P3$, которые наблюдались в e- и γ-облученных образцах, имеют значительно большую термическую стабильность, но низкую скорость введения [2]. Они наблюдаются после отжига маскирующих их центров $E4$ и $E5$ или после облучения электронами при высокой температуре [5]. Однако есть основания считать, что доля ловушек $P2$ и $P3$ в общем количестве радиационных дефектов резко возрастает с увеличением энергии атомов отдачи [6]. Увеличение энергии атомов отдачи приводит к образованию ОР. Наличие электрического поля в окрестности ОР приводит к увеличению скорости эмиссии электронов с глубоких уровней. Поэтому суперпозиция пиков $P2$ и $P3$ в спектрах DLTS искажается и сдвигается в сторону низких температур. При этом, чем больше энергия атомов отдачи, тем больше степень компенсации в нарушенных областях и тем больше контактная разность потенциалов между этими областями и матрицей кристалла (существует предельное значение разности потенциалов, связанное с предельным положением уровня Ферми $F_{\lim}$ [7]). Возможно поэтому в [8] наблюдается тенденция к увеличению температурного сдвига и полуширины пиков по мере увеличения массы бомбардирующей частицы с высокой энергией.

Исходя из вышесказанного, целью данной работы являлся расчет сигнала DLTS для глубоких центров $P2$ и $P3$, локализованных в электрических полях ОР, и его сопоставление с формой U-полосы в GaAs n-типа, облученного нейтронами на импульсном реакторе. Доза облучения составляла D_n=6,3·10^{13} нейтрон/см^2. В качестве образцов использовали диоды с барьером Шоттки. Барьер Шоттки создавали на слое GaAs, выращенном методом газофазовой эпитаксии на сильнолегированной подложке. Концентрация свободных электронов в слое составляла 5,5·10^{15} см$^{-3}$.

Модельные представления и математическое описание спектров DLTS

В работе использовались следующие модельные представления. ОР состоит из центральной части радиуса r_1 с высокой плотностью дефектов N_1=10^{19}...10^{20} см$^{-3}$ [9], в которой уровень Ферми закреплен в предельном положении, и сферического слоя, в котором концентрация дефектов $N_T(r)$ убывает с удалением от центра ОР по закону Гаусса:

$$N_T = N_{T0} \exp(-r^2 / 2\sigma^2), \qquad (1)$$

где σ^2 – дисперсия распределения. Сферический слой дефектов находится в матрице полупроводника, в которой концентрация свободных носителей равна N_2. Между матрицей и центральной частью ОР существует контактная разность потенциалов φ_c и дефекты, расположенные в сферическом слое, находятся в электрическом поле (рис. 1). Ловушки, находящиеся на расстоянии $r_1<r<r_0$ от центра ОР, опустошены даже без приложения внешнего электрического поля и не участвуют в формировании спектра DLTS. Здесь r_0 – радиус сферической поверхности, на которой уровень Ферми E_F пересекает уровень E_T глубокой ловушки. Чем меньше глубина залегания E_T уровня, тем меньшее количество ловушек данного сорта участвует в формировании соответствующего пика DLTS. Внутреннее элек-

трическое поле увеличивает относительную скорость эмиссии α электронов с уровней за счет эффекта Пула-Френкеля и туннелирования с участием фононов. Так как напряженность F электрического поля является функцией расстояния r от центра ОР, то скорость эмиссии тоже зависит от r. Поэтому, чем больше E_T, тем шире интервал значений α для участвующих в перезарядке ловушек и тем больше влияние внутреннего поля на полуширину соответствующего пика DLTS.

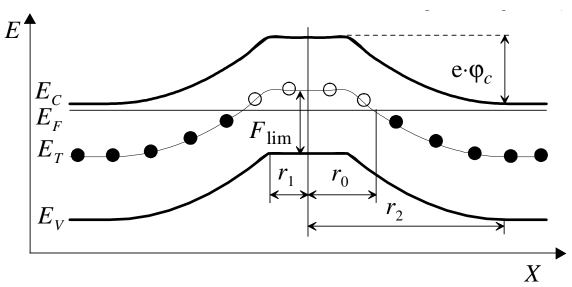


Рис. 1. *Зонная диаграмма области разупорядочения*

Выражение для сигнала DLTS имеет вид [10]:

$$R(T)=\frac{C}{W_1^2\,N_2}\int_{W_0}^{W_1} x\,N_T\,[\exp(-\alpha\,t_1)-\exp(-\alpha\,t_2)]\;dx,\quad(2)$$

где t_1 и t_2 – времена стробирования релаксации емкости; T – температура; W_0 – длина области пространственного заряда (ОПЗ) барьера Шоттки во время действия заполняющего импульса; W_1, C – длина ОПЗ и емкость барьера Шоттки при отсутствии заполняющего импульса. Величины W_0, W_1, C связаны известными соотношениями с N_2, напряжением U, приложенным к диоду, и контактной разностью потенциалов φ_{sh} барьера Шоттки [11].

Вычисление интеграла в выражении (2) представляет определенные трудности, так как расстояние x отсчитывается от поверхности полупроводника, а распределения глубоких центров и электрических полей $F(r)$ – от центров областей разупорядочения. Расчет спектра и определение концентрации дефектов из спектра с помощью точной теории DLTS невозможны, и не только по причине сложности, но и потому, что необходимо знать заранее неизвестную концентрацию областей разупорядочения. Однако выражение (2) можно упростить, имея в виду следующее. В окрестности точек x, в которых находятся ОР, изменение скорости эмиссии за счет поля происходит на коротких отрезках $[r_0;\,3\sigma]$, отсчитываемых от центров ОР. Резкое изменение напряженности F электрического поля в пределах области разупорядочения приводит к резкому изменению скорости эмиссии α электронов с глубоких уровней на этом интервале. Другими словами, единственное при заданной температуре значение скорости эмиссии электронов с глубокого уровня "размывается" встроенными полями в зону скоростей эмиссии на коротких отрезках в пределах каждой области разупорядочения. Так как сигнал DLTS формируется средней концентрацией дефектов в измеряемом объеме, то представляется физически обоснованным: а) заменить реальное распределение дефектов в виде множества их скоплений на равномерное с макроскопической концентрацией $\bar{N}_T$; б) резкую координатную зависимость скорости эмиссии в пределах каждой области разупорядочения формально заменить наличием зоны скоростей эмиссии с границами $\alpha(r_0)$ и $\alpha(3\sigma)$.

Зона скоростей характеризуется плотностью состояний в зоне $\partial\bar{N}_T/\partial\alpha$. При этом плотность состояний является известной, если одновременно известны и микроскопическое распределение ловушек $N_T(r)$, и зависимость $F(r)$ относительно центра ОР:

$$\frac{\partial\bar{N}_T}{\partial\alpha}\sim\frac{\partial N_T}{\partial r}\frac{\partial r}{\partial\alpha}.\quad(3)$$

Учитывая вышесказанное, а также (1) и (3), выражение (2) можно записать как:

$$R(T)\cong\frac{C}{N_2\,W_1^2}\int_{W_0}^{W_1}x\,dx\int_{\alpha(r_0)}^{\alpha(3\sigma)}\frac{\partial\bar{N}_T}{\partial\alpha}[\exp(-\alpha\,t_1)-$$
$$-\exp(\alpha\,t_2)]\;\partial\alpha=-\frac{\bar{N}_T\,C\,(W_1^2-W_0^2)}{2N_2\,W_1^2\,\sigma^2}\times$$
$$\times\int_{r_0}^{3\sigma}r\exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right)[\exp(-\alpha\,t_2)-\exp(-\alpha\,t_1)]\;dr.\quad(4)$$

В данной работе принимался во внимание только эффект Пула-Френкеля. В этом случае выражение для скорости эмиссии в присутствии электрического поля имеет вид [12]:

$$\alpha(r,T)=\alpha_0\,Y(E_p(r),T),\quad(5)$$

где $$\alpha_0=b\sigma_{na}\,T^2\exp(-E_{na}/kT),\quad(6)$$

$$Y(E_p(r),T)=(kT/E_p)^2\times$$
$$\times\{1+[(E_p/kT)-1]\exp(E_p/kT)\}+0{,}5,\quad(7)$$

$$E_p(r)=\beta\sqrt{|F(r)|}.\quad(8)$$

Здесь α_0 – относительная скорость эмиссии в отсутствие электрического поля; b – константа, характеризующая полупроводник [11]; σ_{na} – кажущееся сечение захвата электронов на уровень ловушки; $E_{na}=(E_\sigma+E_T)$ – энергия активации ионизации ловушки в отсутствие электрического поля; E_σ – барьер для захвата электронов на ловушку; Y – функция, учитывающая влияние электрического поля на скорость эмиссии; β – коэффициент, который в случае захвата электрона на однократно положительно заряженный центр равен $\beta=\beta_0=2e\sqrt{e/\varepsilon}$, e – заряд электрона, ε – абсолютная диэлектрическая проницаемость полупроводника.

Проведем краткий анализ выражения (4). Из (4) видно, что высота пика DLTS пропорциональна концентрации ловушек (также как и в случае образцов, не содержащих ОР). Однако для одинаковых ловушек при одинаковых их концентрациях высота пика в случае образования ОР всегда меньше, чем в случае однородного распределения дефектов. Это происходит по двум причинам. Первая заключается в том, что из процесса перезарядки исключены ло-

вушки, расположенные в областях $r<r_0$ во всех ОР. Вторая заключается в уширении пика, обусловленном зависимостью $\alpha=f(r)$. Из (4) также видно, что коэффициент пропорциональности между высотой пика и концентрацией ловушек зависит сложным образом от уровня легирования N_2, параметров ловушек E_{na} и σ_{na} и дисперсии распределения σ^2. Поэтому, в отличие от образцов, не содержащих ОР, отношение высот пиков для различных ловушек не равно отношению их концентраций.

Чтобы использовать выражение (4) для расчетов, необходимо знать величину r_0 и зависимость $E_p(r)$. Эти величины можно получить, используя потенциал, полученный в приближении Госсика для ОР [13]. Потенциал для области $r_1<r<r_2$ равен:

$$\varphi(r)=\frac{N_2\,e}{6\varepsilon}\frac{(3r_2^2\,r-r^3-2r_2^3)}{r}, \tag{9}$$

где r_2 – радиус границы ОПЗ, окружающей кластер. В области $0<r<r_1$ $|\varphi|=\varphi_c$. Величина r_2 определяется из граничного условия, заключающегося в том, что разность потенциалов между сферическими поверхностями с радиусами r_1 и r_2 равна φ_c. Т.е. r_2 является корнем кубического уравнения:

$$|\varphi(r_1)|=\varphi_c=\frac{N_2 e}{6\varepsilon}\cdot\frac{2r_2^3+r_1^3-3r_2^2r_1}{r_1}. \tag{10}$$

В [7] показано, что $F_{\lim}$ в GaAs находится на 0,6 эВ выше потолка валентной зоны (рис. 1). В связи с этим, в (10) можно использовать выражение для φ_c:

$$\varphi_c\,e=E_g-(0{,}6\text{ эВ}+E_F), \tag{11}$$

где E_g – ширина запрещенной зоны.

Радиус r_0 сферы, разделяющей заполненные и незаполненные ловушки, находится из условия равенства величины $(E_T-E_F)/e$ и разности потенциалов в точках r_0 и r_2. Т.е. r_0 является корнем кубического уравнения:

$$|\varphi(r_0)|=(E_T-E_F)/e=\frac{N_2\,e}{6\varepsilon}\frac{(2r_2^3+r_0^3-3r_2^2r_0)}{r_0}. \tag{12}$$

Отметим, что r_2 и r_0 зависят от T, т.к. φ_c, E_g и E_F в ур. (10–12) являются функциями температуры, что учитывалось в расчетах. Напряженность электрического поля в окрестности ОР получается путем дифференцирования выражения (9):

$$|F(r)|=\frac{N_2\,e}{3\varepsilon}\left[\left(\frac{r_2}{r}\right)^3-1\right]r. \tag{13}$$

Используя (13) в (5), получаем зависимость относительной скорости эмиссии от расстояния до центра ОР. Для того, чтобы найти r_2 из (10) необходимо знать размер кластера r_1. Нами использовался средний размер кластера r_1=130 Å, полученный из электрических измерений в работе [9] для GaAs, облученного нейтронами. Характеристики E_{na}, σ_{na} радиационных дефектов в GaAs хорошо известны [2, 8] и приведены в таблице.

Таблица. *Параметры радиационных дефектов*

Центр	$E2$	$E3$	$E2$	$E3$
E_{na}, эВ	0,16	0,38	0,50	0,72
σ_{na}, см^2	$5\cdot10^{-13}$	$6{,}2\cdot10^{-15}$	$1{,}4\cdot10^{-15}$	$1{,}4\cdot10^{-13}$

Для определения радиуса r_0 необходимо знать глубину залегания E_T уровня ловушки. В [14] определена величина барьера для захвата электрона на уровень $E3$-центра, равная E_σ=0,08 эВ, что дает E_T=0,3 эВ. Для других центров сведения о E_σ отсутствуют, и в работе принималось E_T= E_{na}.

Расчетные и экспериментальные спектры DLTS

Т.о. все необходимые параметры и зависимости, используемые в (4), известны. Варьируемыми параметрами являются лишь дисперсия распределения и концентрация ловушек. При этом основным подгоночным параметром является дисперсия, так как ее изменение приводит к изменению высоты, формы и температуры максимума пика, а изменение изменяет только высоту.

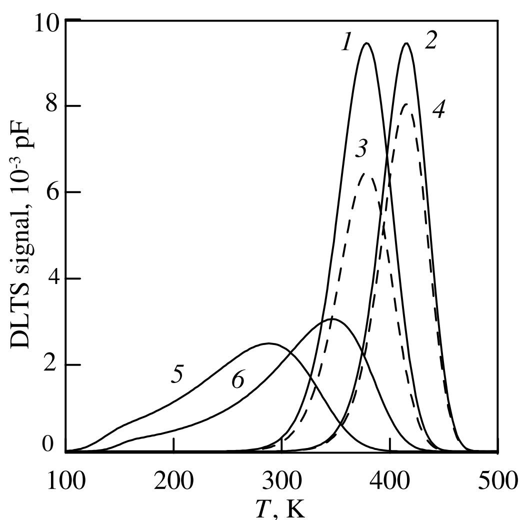


Рис. 2. *Расчетные P2 (кривые 1, 3, 5) и P3-пики (кривые 2, 4, 6) N_2=5,5·10^{15} см$^{-3}$. t_1/t_2=4·10^{-5}/2·10^{-4} [с/с]. $\bar{N}_T$=10^{14} см$^{-3}$ для P2 и P3. 1, 2) расчет согласно (2), $N_T(x)$=const, F=0; 3, 4) расчет согласно (4), σ=250 Å, $\beta\approx0$; 5, 6) расчет согласно (4), σ=250 Å, $\beta=\beta_0$*

Рис. 2 демонстрирует влияние электрических полей ОР на примере $P2$ и $P3$-центров, концентрации которых одинаковы и равны $\bar{N}_T$= 1·10^{14} см$^{-3}$ и которые созданы в GaAs с уровнем легирования N_2=1·10^{15} см$^{-3}$. Кривые 1 и 2 получены по классической формуле, полученной из (2), когда $N_T(x)$=const и F=0. В этом случае полуширина пиков и их положение в спектре соответствует экспериментально наблюдающимся $P2$ и $P3$-пикам в электронно-облученном GaAs.

Кривые 3, 4 получены из (4) для гипотетического случая, когда σ=250 Å, $\beta\approx0$ (при точном равенстве β=0 выражение (7) неопределенно). В этом случае центры $P2$ и $P3$ локализованы в областях с электрическим полем, но поле не оказывает влияния на скорость эмиссии, а только изменяет коли-

чество участвующих в измерении ловушек. Из рис. 2 видно, что полуширина и температурное положение пиков остались прежними, но высота пиков изменилась. При этом изменение высоты больше для более мелкого *P*2-центра.

Кривые 5, 6 получены также из (4) для σ=250 Å и $\beta=\beta_0$. В этом случае встроенные поля увеличивают скорость эмиссии электронов с уровней *P*2 и *P*3-центров как с уровней глубоких доноров. Видно, что форма и температурное положение пиков изменилось. Высота пиков также изменилась вследствие их уширения. Таким образом, формула (4) действительно дает результаты, которые ожидались выше, исходя из физических соображений.

На рис. 3 представлены полученный экспериментально (кривая 1) и расчетный (кривая 2) спектры DLTS для GaAs, облученного быстрыми нейтронами. Экспериментальный спектр был получен при напряжении обратного смещения U_b=6 В, амплитуде заполняющего импульса U_p=6 В, окне скоростей t_1/t_2=40/200 [мкс/мкс] и длительности заполняющего импульса t_p=50 мкс. Диаметр контакта диода составлял *d*=180 мкм, контактная разность потенциалов барьера Шоттки Ti/GaAs составляла φ_{sh}=0,7 В, концентрация свободных электронов равнялась $5{,}5\cdot10^{15}$ см$^{-3}$.

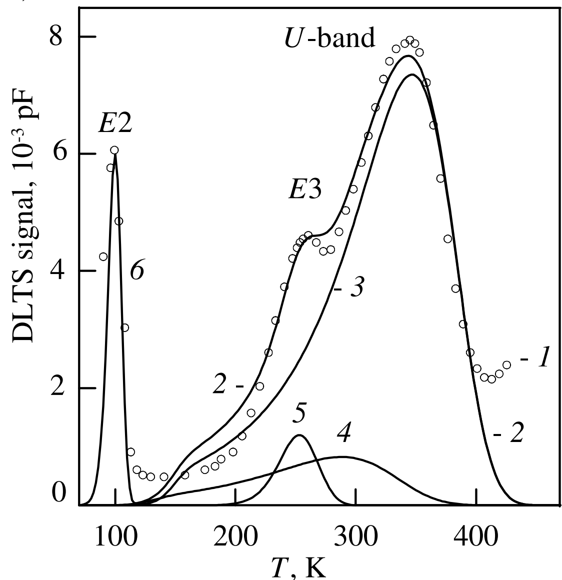


Рис. 3. *Экспериментальный (кривая 1) и расчетные (кривые 2–6) спектры DLTS.* $N_2=5{,}5\cdot10^{15}$ см$^{-3}$. $t_1/t_2=4\cdot10^{-5}/2\cdot10^{-4}$ [с/с]. σ=250 Å. 1) $D_n=6{,}3\cdot10^{13}$ см$^{-2}$; 2) *суммарный спектр расчетных E2, E3, P2, P3-пиков;* 3) P3, $\bar{N}_T=2{,}4\cdot10^{14}$ см$^{-3}$, $\beta=\beta_0$; 4) P2, $\bar{N}_T=3{,}3\cdot10^{13}$ см$^{-3}$, $\beta=\beta_0$, 5) E3, $\bar{N}_T=3{,}6\cdot10^{13}$ см$^{-3}$, $\beta\approx0$; 6) E2, $\bar{N}_T=5{,}7\cdot10^{14}$ см$^{-3}$, $\beta\approx0$

Из рис. 3 (кривая 1) видно, что в спектре наблюдаются пики, связанные с *E*2, *E*3-центрами, и *U*-полоса. Для получения расчетного спектра по формуле (4) рассчитывались *E*2, *E*3, *P*2 и *P*3-пики (кривые 3, 6), а затем суммировались (кривая 2). Полагалось, что *P*2 и *P*3 являются донорами, т.е. $\beta=\beta_0$. При подгонке кривой 2 к экспериментальному спектру 1 варьировались два параметра: $\bar{N}_T$ и σ. При этом дисперсия принималась одинаковой для всех центров. Равенство дисперсий между собой не является обязательным или очевидным. Однако наилучшее совпадение кривых 1 и 2 в области *U*-полосы достигается тогда, когда значения σ в распределениях центров *P*2 и *P*3 совпадают и равны σ=250 Å. Величина эффекта Пула-Френкеля зависит от того, чем является ловушка в материале данного типа проводимости: донором или акцептором. Совпадение кривых 1 и 2 в области *E*2 и *E*3-пиков достигается лишь при $\beta\approx0$. Т.е. слабое влияние электрического поля возможно обусловлено акцепторным характером центров *E*2 и *E*3. При $\beta\approx0$ вариации σ влияют лишь на высоту пиков, что приводит к неопределенности в выборе значения дисперсии. Поэтому для центров *E*2 и *E*3 значение σ=250 Å выбрано только по аналогии с центрами *P*2 и *P*3. Значения концентраций ловушек, формирующих спектр 2, приведены в подписи к рис. 3. Из рис. 3 видно, что экспериментальный спектр удовлетворительно совпадает с расчетным.

Интересно сопоставить суммарную среднюю концентрацию $\Sigma\bar{N}_T\approx10^{15}$ см$^{-3}$ (см. подпись к рис. 3) всех обнаруженных глубоких ловушек электронов в образце, облученном дозой $6{,}3\cdot10^{13}$ нейтрон/см^2, с данными [9]. Из [9] следует, что $D_n=4{,}2\cdot10^{17}$ нейтрон/см^2 дает концентрацию областей разупорядочения, равную $N_{dr}=5{,}6\cdot10^{16}$ см$^{-3}$, и каждая ОР содержит примерно 1000 смещенных атомов. Тогда при линейной кинетике накопления ОР средняя концентрация смещенных атомов в наших образцах должна быть $\approx6{,}3\cdot10^{15}$ см$^{-3}$. Если принять во внимание, что смещенные атомы наряду с глубокими ловушками электронов могут образовывать другие типы дефектов, “невидимые” для DLTS в GaAs *n*-типа с барьером Шоттки, в частности, ловушки дырок, то согласие наших данных с [9] является удовлетворительным.

В [15] показано, что с увеличением уровня легирования GaAs, облученного нейтронами, увеличивается полуширина *U*-полосы. При этом увеличение полуширины происходит, в основном, за счет низкотемпературного края *U*-полосы. На рис. 4 приведены суперпозиции расчетных *E*3, *P*2, *P*3-пиков в GaAs с $N_2=1\cdot10^{15}$, $5{,}5\cdot10^{15}$, $1\cdot10^{17}$ см$^{-3}$.

При получении этих спектров использовались значения концентраций ловушек и дисперсии распределения, полученные выше. Из рисунка видно, что характер изменения полуширины расчетного спектра при изменении уровня легирования коррелирует с экспериментальными данными работы [15].

Отметим, что при выводе (4) не принималось во внимание внешнее электрическое поле, создаваемое в процессе измерения методом DLTS. Ниже приведены оценки последствия пренебрежения величиной внешнего поля. Так как значение напряженности поля важно с точки зрения увеличения скорости эмиссии α, то необходимо сравнить значения внутреннего и внешнего полей в тех областях ОПЗ барьера Шоттки, где: а) находятся дефекты;

б) эти дефекты могут перезаряжаться в процессе измерения. При отсутствии ОР в измерениях DLTS могут участвовать только те ловушки, которые находятся в ОПЗ барьера Шоттки между точками $x_0=W_0-\lambda$ и $x_1=W_1-\lambda$. Здесь x_0 – координата точки пересечения уровня дефекта с уровнем Ферми в диоде без обратного смещения, а x_1 – с квазиуровнем Ферми в обратносмещенном диоде. В точке x_0 напряженность внешнего поля, оказывающего влияние на α во время опустошения ловушек, имеет наибольшее значение. Поэтому вначале следует сравнить напряженность внешнего и встроенного полей в окрестности ОР, центр которой находится в точке x_0 (рис. 5, *а*). Так как выше было показано, что в составе *U*-пика доминирует *P*3-пик, то в расчетах использовались характеристики центра *P*3. Расчет проводился для $N_2=5{,}5\cdot10^{15}$ см$^{-3}$, так как количественные значения дисперсии и концентрации дефектов были получены из обработки экспериментально полученных спектров, и для значений x_1, φ_{sh}, U_b, σ, температуры максимума *P*3-пика, использованных или полученных выше при расчетах спектров. Получены значения следующих величин: $r_2=1{,}6\cdot10^{-7}$, $r_0=1{,}5\cdot10^{-8}$, $x_0=3{,}8\cdot10^{-8}$, $x_1=9{,}2\cdot10^{-7}$, $W_0=4{,}2\cdot10^{-7}$, $W_1=1{,}3\cdot10^{-6}$ м.

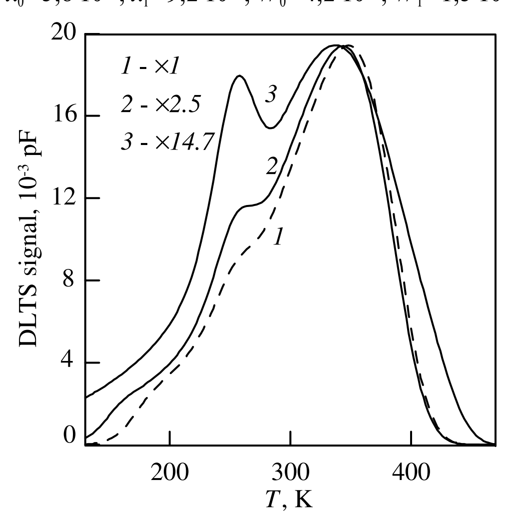


Рис. 4. *Суммарные спектры расчетных E3, P2, P3-пиков в GaAs с различным уровнем легирования. $t_1/t_2=4\cdot10^{-5}/2\cdot10^{-4}$ [с/с]. N2: 1) 10^{15}; 2) $5{,}5\cdot10^{15}$; 3) 10^{17} см$^{-3}$*

Оказалось, что при $x=x_0+r_0$, начиная с которого дефекты данной ОР могут перезаряжаться, внутреннее поле в ≈4,6 раза больше внешнего и равно $4{,}6\cdot10^7$ В/м. Поле ОР (кривая 2) спадает быстрее внешнего (кривая 1) и при $x_f=6{,}94\cdot10^{-8}$ м поля становятся одинаковыми. Из рис. 5 видно, что координата $x=x_{dr}$ центра ОР связана соотношением: $x_f-x_{dr}=r_f$, из которого можно найти r_f, равное расстоянию от точки пересечения полей до центра ОР. При $x>x_f$ доминирует внешнее поле, но при этом концентрация дефектов (кривая 3), участвующих в формировании сигнала DLTS, уменьшается. Запишем для конкретной ОР отношение q количества дефектов, перезаряжающихся в той части ОР, где доминирует поле ОР, к полному количеству дефектов этой ОР, участвующих в перезарядке:

$$q=\frac{\int_{r_0}^{r_f}4\pi r^2N_T(r)\,dr}{\int_{r_0}^{3\sigma}4\pi r^2N_T(r)\,dr}=\frac{\int_{r_0}^{r_f}r^2N_T(r)\,dr}{\int_{r_0}^{3\sigma}r^2N_T(r)\,dr}. \qquad (14)$$

Рис. 5. *Зависимости напряженности внешнего электрического поля (1, 1′) в ОПЗ барьера Шоттки, напряженностей полей (2, 2′) и концентраций $N_T(x)$ дефектов двух ОР (3, 3′) от расстояния. Центр ОР в точке: а) x_0, b) x_1. $N_2=5{,}5\cdot10^{15}$ см$^{-3}$*

Из (14) получаем, что когда $x_{dr}=x_0$ (рис. 5, *a*), то $q=0{,}315$, а при $x_{dr}=x_1$ (рис. 5, *b*) $q=0{,}91$. Таким образом, q зависит от координаты центра ОР. Запишем для ОПЗ барьера Шоттки отношение Q количества дефектов, перезаряжающихся в доминирующих полях всех областей разупорядочения, ко всем дефектам, участвующим в перезарядке:

$$Q=\frac{\int_{x_0}^{x_1}SN_{dr}q(x_{dr})\,dx_{dr}}{\int_{x_0}^{x_1}SN_{dr}\,dx}=\frac{\int_{x_0}^{x_1}q(x_{dr})\,dx_{dr}}{x_1-x_0}, \qquad (15)$$

где S – площадь контакта металл-полупроводник. Численными методами были получены зависимости $q=f(x_{dr})$ на отрезках $[x_0;\ x_1]$ для различных значений N_2. Используя эти зависимости в (15), были получены следующие значения Q: 0,85; 0,55; 0,45; 0,16 для значений N_2, равных $1\cdot10^{15}$, $5{,}5\cdot10^{15}$, $1\cdot10^{16}$ и $1\cdot10^{17}$ см$^{-3}$ соответственно. Таким образом, формула (4) с точки зрения пренебрежения внешним полем хорошо количественно описывает спектр при $N_2=10^{15}$ см$^{-3}$, удовлетворительно при $N_2=(5{,}5...10)\cdot10^{15}$ см$^{-3}$ и лишь качественно, но с включением особенностей, возникающих при неоднородном распределении дефектов, при $N_2=10^{17}$ см$^{-3}$. Отметим, что величина Q не является непосредственно погрешностью, хотя и связана с ней. Например, $Q=55$ % означает, что для $100-Q=45$ % дефектов нельзя пренебрегать влиянием внешнего измерительного поля.

Выводы

Таким образом, в работе предложено приближенное аналитическое выражение для описания спектров DLTS полупроводников, облученных частицами с большой массой и энергией. Показано, что *U*-полосу в спектре GaAs *n*-типа, облученного нейтронами, можно удовлетворительно описать, полагая, что ее формируют *P*2 и *P*3-центры, локализованные в электрических полях областей разупорядочения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Martin G.M., Esteve E., Langlade P., Makram-Ebeid S. Kinetics of formation of the midgap donor EL2 in neutron irradiated GaAs materials // J. Appl. Phys. – 1984. – V. 56. – № 10. – P. 2655–2557.
2. Pons D., Bourgoin J.C. Irradiation-induced defects in GaAs // J. Phys. C: Solid State Phys. 1985. – V. 18. – № 20. – P. 3839–3871.
3. Magno R., Spencer M., Giessner J.G., Weber E.R. Transient capacitance measurements on neutron irradiated gallium arsenide // On Defects In Semicon.: 13^{th} Intern. Conf. – Coronado, California, 1984. – P. 981–987.
4. Брудный В.Н., Колин Н.Г., Потапов А.И. Глубокие ловушки в n-GaAs, облученном быстрыми нейтронами // Физика и техника полупроводников. – 1993. – Т. 27. – № 2. – С. 260–263.
5. Brudnyi V.N., Peshev V.V. Electron traps in n-GsAs irradiated with high electron beam fluxes at high temperature // Phys. Stat. Sol. (a). – 1988. – V. 105. – № 1. – K. 57–60.
6. Иванюкович В.А., Карась В.И., Ломако В.М. Структура пиков E4 и E5 в n-GaAs // Физика и техника полупроводников. – 1990. – Т. 24. – № 8. – С. 1427–1430.
7. Brudnyi V.N., Grinyaev S.N., Stepanov V.E. Local neutrality conception: Fermi level pinning in defective semiconductors // Physica B: Condensed Matter. – 1995. – V. 212. – P. 429–435.
8. Ланг Д. Радиационные дефекты в соединениях A^3B^5 // В кн.: Точечные дефекты в твердых телах: Пер. с англ. под ред. Б.И. Болтакса, Т.В. Машовец, А.Н. Орлова. – М.: Мир, 1979. – С. 187–217.
9. Coates R., Mitchell E.W.J. The optical and electrical effects of defects in irradiated crystalline gallium arsenide // Adv. Physics. – 1975. – V. 24. – № 5. – P. 593–644.
10. Бургуэн Ж., Ланно М. Точечные дефекты в полупроводниках. Экспериментальные аспекты. Пер. с англ. под ред. Ю.М. Гальперина, В.И. Козуба, Э.Б. Сонина, В.Л. Гуревича. – М.: Мир, 1985. – 304 с.
11. Берман Л.С. Емкостные методы исследования полупроводников. – Л.: Наука, 1972. – 104 с.
12. Hartke J.L. The three-dimensional Poole-Frenkel effect // J. Appl. Phys. – 1968. – V. 39. – № 10. – P. 4871–4873.
13. Gossick B.R. Disordered region in semiconductors bombarded by fast neutrons // J. Appl. Phys. – 1959. – V. 30. – № 8. – P. 1214–1218.
14. Stievenard D., Bourgoin J.C., Lannoo M. An easy method to determine carrier-capture cross section: application to GaAs // J. Appl. Phys. – 1984. – V. 55. – № 6. – P. 1447–1481.
15. Barnes C.E., Zipperian T.E., Dawson L.R. Neutron-induced trapping levels in aluminum gallium arsenide // J. Electronic Materials. – 1985. – V. 14. – № 2. – P. 95–118.

УДК 537.533.2